

**Über die Anwendung eines elektronenoptischen
Verfahrens zu magnetischen Messungen an
ferromagnetischen Zylindern**

INAUGURAL-DISSERTATION

zur Erlangung

der Doktorwürde der Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Ludwig-Maximilians-Universität zu München

vorgelegt von

Helmuth Murrmann

aus München

Juni 1961

Berichterstatter: Prof. Dr. W. Rollwagen
Prof. Dr. A. Faessler

Tag der mündlichen Prüfung: 26. Juli 1961



Aus dem II. Physikalischen Institut der Universität München

Über die Anwendung eines elektronenoptischen Verfahrens zu magnetischen Messungen an ferromagnetischen Zylindern

Von

HELMUTH MURRMANN*

Mit 9 Figuren im Text

(Eingegangen am 9. August 1961)

Es wird zusammenfassend ein elektronenoptisches Verfahren dargestellt, das für eine spezielle Probenanordnung zweier kurzer Zylinder mit Spalt vollständige magnetische Messungen ermöglicht. Die Methode ist im Rahmen der elektronenoptischen Messungen in sich geschlossen. Eine experimentelle Prüfung erfolgt durch ballistische Vergleichsmessungen der Anfangspermeabilität an längeren, sonst aber identischen polykristallinen Nickeldrähten. Im Rahmen der Meßgenauigkeit ergibt sich vollständige Übereinstimmung der elektronenoptisch und ballistisch gemessenen Werte. Mit der so bestätigten Methode wird die Richtungsabhängigkeit der Anfangspermeabilität von Nickel an kurzen Einkristallzylindern gemessen und Unabhängigkeit der Anfangspermeabilität von der Kristallorientierung gefunden. Ferner wird an Nickelzylindern qualitativ die Ummagnetisierung über den Querschnitt nach vorangegangener Sättigung untersucht. Während Einkristalle ziemlich gleichzeitig das Vorzeichen der Magnetisierung wechseln, schreitet die Ummagnetisierung bei polykristallinem Material von der Achse ausgehend zur Zylinderoberfläche fort, wobei der Unterschied zwischen Rand- und Mittelzone mit der Verformung ansteigt.

Für die erhaltenen Ergebnisse werden jeweils Vorschläge zur Deutung gemacht, die als Ausgangspunkt für eingehendere Untersuchungen dienen können.

Einleitung und Problemstellung

Der lokale magnetische Zustand eines homogenen ferromagnetischen Körpers ist durch zwei Größen charakterisiert: die pauschale Magnetisierung $\vec{J}$ und das wahre Feld $\vec{H}$ am Ort der Messung. Im offenen magnetischen Kreis bei freien Probenenden ist das wahre Feld die Resultierende des äußeren Feldes $\vec{H}_a$ und eines entmagnetisierenden Feldes $\vec{H}_e = N\vec{J}$. N wird als lokaler Entmagnetisierungsfaktor bezeichnet und berechnet sich aus den „magnetischen Ladungen“ auf der Probenoberfläche¹, die überall dort auftreten, wo eine Komponente der Magnetisierung normal zur Probenoberfläche existiert**.

* Dissertation München 1961.

** Ladungen im Probeninnern bleiben im folgenden unberücksichtigt, was bei homogenen Körpern im allgemeinen gerechtfertigt ist.

Im allgemeinen Fall ist N eine Funktion des Orts in der Probe und der dortigen Suszeptibilität; so auch bei Zylinderstäben, die gegenüber anderen Objektformen wie z.B. Rotationsellipsoiden, Kegelstäben und Ringproben die Vorteile aufweisen, daß sie sehr leicht herzustellen sind und sich ferner bequem definiert verformen lassen. Bei Zylindern kleiner Dimensionsverhältnisse p^* ist jedoch die Verläßlichkeit der üblichen magnetischen Meßmethoden² (Induktionsspule, Magnetometer und Feldsonde) hauptsächlich durch die endliche Ausdehnung der Meßelemente beschränkt. Andererseits besteht durchaus ein grundsätzliches Interesse für Messungen auch an kleinen Objekten wie z.B. Einkristallen, die nicht in beliebiger Form und Größe hergestellt werden können. Das legt die Anwendung von Elektronenstrahlen als Meßelemente nahe, deren Hauptvorteil neben einer großen Empfindlichkeit gegenüber Magnetfeldern³ ihre extrem geringe Ausdehnung ist. In früheren Untersuchungen^{4,5} wurde bereits ein elektronenoptisches Verfahren entwickelt, das an kleinen Zylindern quantitative Aussagen über Magnetisierung und Entmagnetisierungsfaktor bei spezieller Probenanordnung ermöglicht. Daran anknüpfend hat die vorliegende Arbeit folgendes Ziel:

I. Das elektronenoptische Verfahren wird mit einigen Erweiterungen zusammenfassend mitgeteilt.

II. Eine experimentelle Prüfung erfolgt dadurch, daß im Permeabilitätsbereich $500 \gtrsim \mu \gtrsim 50$ die elektronenoptisch erhaltenen Ergebnisse mit ballistischen Messungen an längeren, sonst aber identischen Objekten verglichen werden. Die Grenzen der Methode werden kurz diskutiert.

III. Das Verfahren wird auf spezielle Probleme angewandt, die den gebräuchlichen Meßmethoden nicht mehr zugänglich sind und bei denen die Vorzüge der elektronenoptischen Methode voll zur Geltung kommen.

I. Zusammenfassende Darstellung des elektronenoptischen Verfahrens

1. Messung der Elektronenablenkung mit einer Schattenmethode. Über die Methode selbst wurde bereits an anderen Stellen eingehend berichtet^{4,5}. Die wesentlichen Grundzüge seien hier kurz wiederholt:

* p = Länge/Durchmesser.

¹ WÜRSCHMIDT, J.: Theorie des Entmagnetisierungsfaktors und der Scherung. Braunschweig 1925.

² Zum Beispiel JELLINGHAUS, W.: Magnetische Messungen an ferromagnetischen Stoffen. Berlin 1952.

³ SCHWINK, CH., u. H. MURRMANN: Z. angew. Phys. **10**, 376 (1958).

⁴ MURRMANN, H., u. CH. SCHWINK: Z. angew. Phys. **13**, 189 (1961). — SCHWINK, CH., u. H. MURRMANN: Z. angew. Phys. **13**, 192 (1961).

⁵ SCHWINK, CH.: Z. Physik **161**, 560 (1961).

Elektronenstrahlen reagieren gegenüber Magnetfeldern mit einer Ablenkung gemäß der Lorentz-Kraft. Der Ablenkwinkel φ eines Elektronenstrahls ist mit dem durchlaufenen Feld verknüpft:

$$\varphi = \sqrt{\frac{e}{2mU}} \int [\mathfrak{H} d\mathfrak{s}] = \sqrt{\frac{e}{2mU}} \bar{H} \quad (1)$$

(e/m = spezifische Elektronenladung, U = Strahlspannung, $\mathfrak{s}$ = Elektronenbahn).

Die Messung der Ablenkung erfolgt mit einer Schattenmethode^{6,7}. Die in der vorliegenden Arbeit verwendete Anordnung ist in Fig. 1 skizziert. Zwischen der Strahlablenkung φ im Streufeld der magnetisierten Probe M und der Schattenverschiebung Z gilt für kleine Winkel die Beziehung:

$$Z = \alpha \varphi = \alpha' \bar{H} \quad (2)$$

(α = geometrische Konstante).

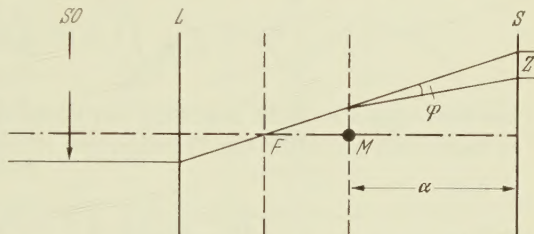


Fig. 1. Als Folge der Ablenkung eines Elektronenstrahls im Streufeld eines magnetisierten Objekts M um den Winkel φ wird die Bildkante des Schattenobjekts SO um die Strecke Z verschoben

Das Objekt selbst liegt in einem willkürlich veränderlichen homogenen Spulenfeld H_a , das die ungehinderte Beobachtung der Probe und ihrer Umgebung erlaubt und das selbst keinen Beitrag zur Elektronenablenkung liefert⁸.

2. Zusammenhang zwischen Schattenverschiebung und magnetischen Größen. Das elektronenablenkende Streufeld der Probe stammt von den „magnetischen Oberflächenladungen“. Es steht dadurch in unmittelbarem, wenn auch kompliziertem Zusammenhang mit der Magnetisierung und den Entmagnetisierungsverhältnissen. Durch folgende kurze Überlegung erhält man eine einfache Beziehung zwischen der Schattenverschiebung und der Objektmagnetisierung: Der Magnetfluß Φ ist gegeben durch $\Phi = \int B_n d\mathfrak{f}$ (B_n = Normalkomponente der Induktion zum Flächenelement $d\mathfrak{f}$). Beschränken wir uns zur Vereinfachung auf die Symmetrieebene (= yz -Ebene) einer parallel zur x -Achse magnetisierten rotationssymmetrischen Probe, so treten nur Komponenten der Induktion in Achsenrichtung auf. Der Fluß läßt sich in einen Anteil Φ_0 in der Probe und einen Anteil Φ_e im Außenraum auf-

⁶ SCHWINK, CH.: Optik **12**, 481 (1955).

⁷ MARTON, L., u. S.H. LACHENBRUCH: J. Appl. Phys. **20**, 1171 (1949).

⁸ MURRMANN, H., u. CH. SCHWINK: Z. angew. Phys. **12**, 155 (1960).

spalten. Mit der berechtigten Annahme einer homogenen Magnetisierung J_0 und eines homogenen entmagnetisierenden Feldes H_e über den Querschnitt F_0 ^{9,10} wird

$$\Phi_0 = F_0(4\pi J_0 + H_e). \star$$

Im Außenraum laufen die Kraftlinien entgegen der Magnetisierungsrichtung wieder zurück. Dieser Flußanteil Φ_e ergibt sich durch Integration über das *äußere* Streufeld $H_e(x, y)$. Wegen der Bedingung $\text{div } B = 0$ verschwindet der Gesamtfluß durch die Ebene senkrecht zur Objektachse: $\Phi_0 + \Phi_e = 0$, woraus folgt:

$$J_0 = -\frac{1}{4\pi F_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \int H_e(z, y) dy dz. \quad (3)$$

Sondiert man senkrecht zum Feld mit Elektronenstrahlen in z -Richtung, so kann man mit Hilfe der Beziehungen (1), (2) und (3) schreiben:

$$J_0 = \frac{1}{\alpha' 4\pi F_0} \int_{-\infty}^{+\infty} Z(y) dy. \quad (4)$$

Falls sich also die Elektronenablenkung bis zu genügend großen Abständen y von der Objektachse messen läßt, erhält man die Magnetisierung der Probe durch eine einfache Integration über die Meßgröße Z . (Diese Aussage bleibt auch allgemein gültig für jede Ebene senkrecht zur Feldrichtung bei beliebigen Objekten, sofern man unter J_0 den Mittelwert der Magnetisierungskomponente in Feldrichtung über den entsprechenden Querschnitt und unter Z die Komponente der Schattenverschiebung senkrecht zum Feld versteht).

3. Spezielle Probenanordnung: Zylinder mit Spalt. Mit Verkleinerung der Probenabmessungen sinkt die räumliche Ausdehnung des Streufeldes, was die vollständige Erfassung des Streufeldflusses erleichtert. Der elektronenoptischen Schattenmethode sind dabei durch die Verwendung von Elektronenstrahlen als Meßelemente praktisch keine unteren räumlichen Grenzen gesetzt, wohl aber einer ballistischen Vergleichsmethode. Die elektronenoptischen Messungen müssen daher an Objekten durchgeführt werden, die sowohl eine Bestimmung der Magnetisierung in dem erläuterten Sinn gestatten, als auch ballistische Messungen an möglichst identischen Proben zulassen. Aus diesem Grund wurde die folgende

$\star$ Es wird das cgs-System benutzt:

$\mathfrak{B} = 4\pi J + \mathfrak{H} = (1 + 4\pi\kappa) \mathfrak{H} = \mu \mathfrak{H}$ im Ferromagnetikum, $\mathfrak{B} = \mathfrak{H}$ im Vakuum.

⁹ OBERMAIR, G., u. CH. SCHWINK: Z. Physik **160**, 268 (1960).

¹⁰ HARALDSON, S., and B. MYRGREN: Ericson Techn. Nr. 2, 285 (1959).

Probenanordnung gewählt⁴: Zwei zylindrische Stäbe stehen sich mit ihren Stirnflächen in einem Abstand $2s$ gegenüber, der klein gegenüber dem Stabdurchmesser $2R$ ist ($s \approx 0,1R$). Die Anordnung der Stäbe ist in Fig. 2 gemeinsam mit dem Magnetisierungsverlauf längs der Stabachse skizziert. Dieses System erzeugt in der Umgebung des Spalts ein Streufeld, das auf ein sehr kleines Gebiet konzentriert ist und dessen gesamte Ausdehnung mit den Elektronenstrahlen erfaßt werden kann. Wie an anderer Stelle näher ausgeführt^{4,5}, läßt sich aus der in der Spaltmittelebene ($x=0$) gemessene Schattenverschiebung $Z(y)$ nicht nur die Magnetisierung J_0 an der Stelle des Maximums bei $x = \pm \xi_0$ (vgl. Fig. 2), sondern auch die Verteilung der magnetischen Ladungen in der Spaltumgebung erhalten. Die Lage des Maximums selbst wird *elektronenoptisch* mit großer Genauigkeit festgelegt. Eine zusätzliche Messung des Gradienten der Schattenverschiebung in der Ebene des Maximums liefert ferner die Ladungsverteilung in der Umgebung der Maxima. Damit ist der wesentliche Ladungsverlauf festgelegt, aus dem sich der lokale Entmagnetisierungsfaktor N_0 für den Ort des Maximums berechnen läßt^{4,5,9}.

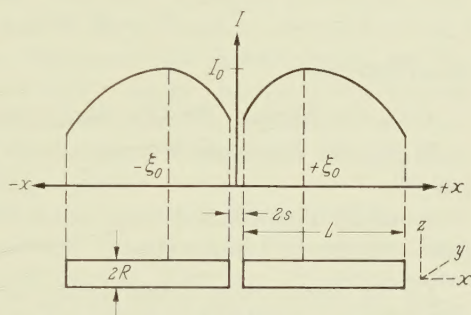


Fig. 2. Anordnung von Zylinderstäben zum Spaltsystem und schematischer Verlauf der Magnetisierung J längs der Zylinderachse

4. Geschlossenheit der Methode. Es läßt sich im Rahmen der elektronenoptischen Messungen untersuchen, inwieweit die gefundene Verteilung sowohl in Maximumsnähe als auch in der Spaltumgebung physikalisch real ist. Für ersteres ist ein Kriterium der Vergleich der *absoluten* Größe der Ablenkung in der Maximumsebene zwischen gemessenem und berechnetem Wert (vgl. 5). Die Beschreibung der Ladungen des Spalts und seiner Umgebung läßt sich zweimal prüfen: Einmal durch Vergleich der *Feldstärke* in der Spaltmitte, die sich einerseits aus der Ladungsverteilung berechnet und andererseits durch Auflösung der Integralgleichung (1) aus der Meßkurve gewonnen wird^{5,11}, zum anderen durch Berechnung des lokalen Entmagnetisierungsfaktors für die Spaltflächen und Vergleich der sich daraus ergebenden Suszeptibilität mit der des Magnetisierungsmaximums. Alle Vergleiche zeigen Übereinstimmung der entsprechenden Werte.

¹¹ MARTON, L., I. A. SIMPSON and S. H. LACHENBRUCH: J. Res. Nat. Bur. Stand. 52, 97, RP 2478 (1954).

Ferner wird nach STEINHAUS und GÜMLICH¹² der Entmagnetisierungsfaktor aus der „idealen Kurve“ ermittelt*:

$$N^+ = \frac{H_a}{J_{id}}. \quad (5)$$

Die Maximummagnetisierung J_0^{id} wird wieder elektronenoptisch gemessen, so daß N_0^+ für das Maximum bekannt ist.

Im allgemeinen Fall setzt sich der nach (5) gemessene Wert von N^+ additiv aus drei Anteilen zusammen:

$$N^+ = N_0 + N_i + \frac{4\pi}{\mu_0^{id}}.$$

Dabei beschreibt

- a) N_0 die Wirkung der Oberflächenladungen,
- b) N_i die Entmagnetisierung durch eventuelle innere Ladungen (vgl. ¹³),
- c) $4\pi/\mu_0^{id}$ den Einfluß einer unter Umständen *endlichen* Anfangspermeabilität der idealen Kurve.

Da die Anteile von N_i und $4\pi/\mu_0^{id}$ bei homogenem Material zu vernachlässigen sind, läßt sich der aus den Oberflächenladungen berechnete Wert von N_0 unmittelbar mit N_0^+ aus der idealen Kurve vergleichen. Messungen an mehreren Proben ergeben durchwegs Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen (vgl. auch unten).

Durch all diese Prüfungen ist bewiesen, daß der aus den Messungen abgeleitete Ladungsverlauf die tatsächlichen Verhältnisse sehr gut beschreibt, so daß mit der elektronenoptischen Schattenmethode vollständige Messungen an kleinen Zylindern möglich sind.

II. Prüfung der elektronenoptischen Methode durch Vergleich mit ballistischen Messungen

Die elektronenoptische Schattenmethode ist in sich geschlossen. Trotzdem ist es bei einer neuen Methode notwendig, sie mit einem unabhängigen absoluten Meßverfahren, wie es z.B. die ballistische Methode darstellt, zu prüfen.

Auf die Durchführung dieser Vergleichsmessungen wird im folgenden näher eingegangen.

* Einen Punkt der idealen oder hysteresefreien Magnetisierungskurve erhält man dadurch, daß man einem kleinen Gleichfeld H_a ein von großen Amplituden stetig auf Null abnehmendes Wechselfeld überlagert.

¹² STEINHAUS, R., u. E. GÜMLICH: Verh. dtsch. phys. Ges. **17**, 369 (1915).

¹³ KRANZ, J.: In W. KÖSTER, Beiträge zur Theorie des Ferromagnetismus und der Magnetisierungskurve. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1956.

1. Elektronenoptische Messungen. Sämtliche Messungen werden mit der oben beschriebenen Spaltanordnung von Zylinderstäben durchgeführt. Die vergleichsweise große Schattenverschiebung in der Spaltmitte beschränkt die Messungen bei den verwendeten Objekten auf das Gebiet sehr kleiner Magnetisierungen ($4\pi J_0 \leq 30$ G). Im Rayleigh-Bereich der Hystereseschleife gilt die Beziehung: $\mu = \mu_0 + aH$. Die Größe der Anfangspermeabilität μ_0 und der Rayleigh-Konstanten a läßt sich durch mechanisches Verformen stark variieren, wodurch ein großer Permeabilitätsbereich überstrichen werden kann, in dem die Gültigkeit der elektronenoptisch erhaltenen Aussagen untersucht wird.

Ausgangsmaterial aller Proben ist polykristalliner Reinnickeldraht* vom Durchmesser $2R = 2$ mm. Entsprechende Stücke werden zur Beseitigung innerer Spannungen bei 1050°C einige Stunden in Wasserstoffatmosphäre geglüht und daraufhin mit definierten Recklasten verformt. Aus den verformten Drähten werden die Einzelzylinder herausgesägt. Ihre Länge von 27 mm ist hauptsächlich durch den zur Verfügung stehenden Spulenbereich festgelegt, in dem das Feld genügend homogen ist ($\Delta H/H \leq 1\%$)⁸. Durch sorgfältiges Schleifen und Polieren der Endflächen, die den Spalt begrenzen, erreicht man eine weitgehende Annäherung an die ideale Zylinderform, wie sie in den theoretischen Überlegungen vorausgesetzt ist. (Die verbleibenden Unebenheiten der Spaltfläche sind von der Größenordnung 0,001 mm und die Krümmungsradien der Kanten von 0,01 mm.)

Bei Untersuchungen im ausgeglühten Zustand müssen die Proben vor der Glühbehandlung in der endgültigen Form vorliegen, um nicht durch nachträgliche Bearbeitung neue Spannungen in das Material zu bringen. Ferner müssen, wie bereits von anderer Seite^{14,15} festgestellt, durch geeignete Halterung selbst kleinste Verbiegungen bei der Probenherstellung vermieden werden, um reproduzierbare Ergebnisse zu erhalten.

Am Spaltsystem aus je zwei identischen Zylindern werden folgende Messungen durchgeführt:

a) Schattenverschiebung Z in der Spaltmittelebene ($x=0$) als Funktion des Abstandes y von der Objektachse für verschiedene Spulenfeldstärken H_a .

Zur besseren Vergleichsmöglichkeit werden alle Meßkurven $Z(y)$ für $y=0$ auf 1 normiert. Für jede Spaltprobe sind diese für verschiedene

* Vakuumschmelze Hanau: 0,2% Si, 0,07% C, 0,02% Mg, 0,02 Fe%, 0,015% Co, 0,004% Mn, 0,003% Cu.

¹⁴ SCHWINK, CH.: Z. Metallkde. **48**, 466 (1957).

¹⁵ SCHWINK, CH., u. G. ZANKL: Z. Physik **158**, 181 (1960). — ZANKL, G.: Diplomarbeit München, II. Phys. Inst. der Univ.

Feldstärken erhaltenen Kurven untereinander identisch. Dagegen zeigen magnetisch weiche und harte, d.h. gegläute und stark verformte Proben kleine Unterschiede im Bereich $y > R$, während für $y < R$ die Kurven wieder zusammenfallen (vgl. Fig. 3). Die Schattenverschiebung für $y < R$ rührt zum Hauptteil von den Spaltflächenladungen her; im Bereich $y > R$ ist der Anteil der Mantelladungen der Zylinder überwie-

gend. Das bedeutet mit den Kurven der Fig. 3, daß für die gegläute, höher permeable Probe eine etwas größere Mantelladung, d.h. ein größerer Entmagnetisierungsfaktor zu erwarten ist als für die verformte.

b) Schattenverschiebung Z_m in der Ebene des Maximums. Die Lage des Maximums bei $x = \pm \xi_0$ wird elektronenoptisch⁴ auf Grund der Tatsache bestimmt, daß hier keine Streufeldkomponente normal zur Zylinderachse auftritt. Die an dieser Stelle gemessene Schattenverschiebung fällt linear mit dem Abstand y ab; aus dem Gradienten des Abfalls folgt unmittelbar die Ladungsverteilung um das Maximum^{4,5}, die einen wesentlichen Anteil zur Berechnung des Entmagnetisierungsfaktors liefert. Die

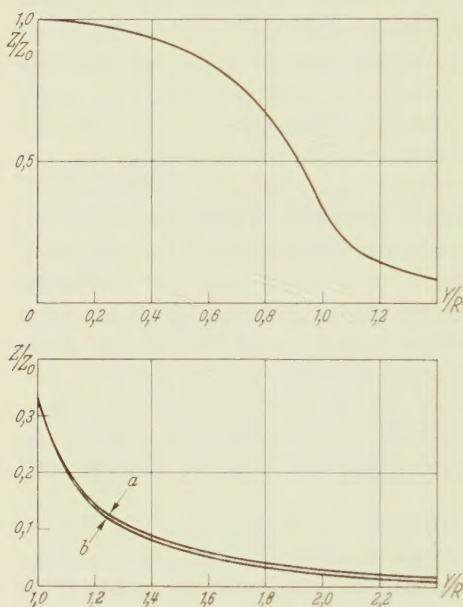


Fig. 3. Schattenverschiebung Z in der Spaltmittelebene ($x=0$) als Funktion des Abstandes y von der Zylinderachse. Abmessungen des Systems: $L=27,0$ mm, $R=1,00$ mm, $2s=0,14$ mm. *a* Gegläuter Ni-Draht: $\xi_0=8,5$ mm; *b* nach der Glühung mit $12,8$ kp/mm² gereckter Draht: $\xi_0=8,2$ mm

Größe des Gradienten Z'_m nimmt mit zunehmendem Verformungsgrad ab, gleichzeitig verschiebt sich das Maximum etwas zum Spalt hin (vgl. Fig. 4). Beides bestätigt die obige Feststellung, daß die Mantelladung mit abnehmender Permeabilität kleiner wird.

Aus diesen Messungen wird die Ladungsverteilung auf der Zylinderoberfläche und daraus die Magnetisierung J_0 an der Stelle des Maximums sowie der zugehörige lokale Entmagnetisierungsfaktor N_0 berechnet. Fig. 5 zeigt seine Abhängigkeit von der scheinbaren Permeabilität $\mu' = \frac{4\pi J_0}{H_a} + 1 = 4\pi \kappa' + 1$, die mit der wahren Permeabilität μ durch die Beziehung verknüpft ist:

$$\mu = \frac{\mu'}{1 - N\kappa'} \quad (6)$$

Damit sind alle Größen bekannt, um für jeden Reckgrad μ als Funktion der Feldstärke anzugeben und mit den ballistischen Messungen zu vergleichen.

2. Vergleich mit ballistischen Messungen. Vergleichende Messungen können nur zwischen magnetisch identischen Objekten durchgeführt werden, denn die magnetischen Eigenschaften hängen eng mit der Konfiguration der Weißschen Elementarbereiche zusammen, die ihrerseits auch von Formparametern wie Korngröße bei Polykristallen und Proben-

durchmesser beeinflusst wird. Die ballistisch vermessenen Proben unterscheiden sich aus diesem Grunde nur durch ihre größere Länge von den elektromagnetisch untersuchten.

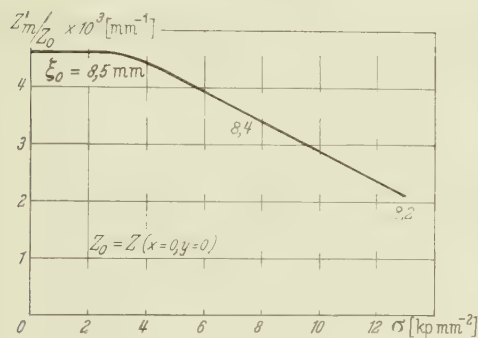


Fig. 4

Fig. 4. Gradient $\Delta Z_m/\Delta y = Z'_m$ der in der Ebene des Maximums ($x = \pm \xi_0$) gemessenen Schattenverschiebung bezogen auf die Schattenverschiebung Z_0 in der Spaltmitte für variable Verformung σ

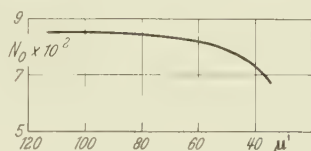


Fig. 5

Fig. 5. Aus Fig. 3 und 4 wird die Ladungsverteilung auf der Zylinderoberfläche und daraus der Entmagnetisierungsfaktor N_0 für die Stelle des Maximums als Funktion der scheinbaren Permeabilität μ' berechnet

Bei dem gewählten Dimensionsverhältnis von $p = 200$ ist der Entmagnetisierungsfaktor für eine Permeabilität $\mu < 1000$ zu vernachlässigen.

Drähte gleichen Materials von 400 mm Länge und 2 mm Durchmesser werden derselben Glühbehandlung unterworfen wie die vorher beschriebenen Proben. An den entsprechend verformten Drähten werden mit einer Induktionsspule von 25 000 Windungen ballistisch die zu kleinen Feldänderungen ΔH gehörigen Magnetisierungsänderungen ΔJ gemessen.

Aus den Werten $\mu(H)$ wird die Anfangspermeabilität μ_0 und die Steigung a entnommen.

Die Anfangspermeabilität läßt sich bei den magnetisch weichen Proben auf etwa 5%, bei den härteren auf 2% genau festlegen, wobei der Streubereich im wesentlichen von zeitlich inkonstanten Fremdfeldern herrührt, die auf die höher permeablen Proben entsprechend stärker wirken als auf die niederpermeablen. Der relative Fehler für die Bestimmung von a liegt zwischen 10 und 20%. Die größere Fehlergrenze gilt in diesem Fall für die stark gereckten Proben, auf die sich wegen der

nur sehr geringen Steigung a kleine Schwankungen der Permeabilitätswerte stärker auswirken. Wegen der geringeren Fehlergrenze ist deshalb der Anfangspermeabilität erheblich mehr Gewicht beizulegen.

Das Ergebnis der elektronenoptischen und ballistischen Messungen für verschiedene Reckgrade ist in Tabelle 1 zusammengestellt:

Tabelle 1

σ [kp/mm ²]		0	2,6	5,2	7,7	10,3	12,8
μ_0	e.o.	480	420	315	160	76,5	47,5
	ball.	480	440	290	173	76,0	48,0
a [Oe ⁻¹]	e.o.	5500	5100	1500	130	16	4,5
	ball.	7000	4700	1150	190	22	3,8

Im Rahmen der Meßgenauigkeit (vgl. auch unten) ist hieraus vollständige Übereinstimmung zwischen elektronenoptischen und ballistischen Werten ersichtlich.

Im folgenden werden noch die Grenzen des elektronenoptischen Verfahrens kurz diskutiert.

3. Genauigkeit und Grenzen der elektronenoptischen Methode. Die Schattenmethode erlaubt eine sehr genaue Festlegung der Meßpunkte. Die reinen Meßfehler von $\Delta Z = 0,01$ mm wirken sich nur wenig auf die Bestimmung der Magnetisierung J_0 aus. Sie läßt sich in ziemlich enge Grenzen einschließen; es kann mit einem Fehler $\leq 1\%$ gerechnet werden⁵. Betrachtet man das Spulenfeld H_s als genau bekannt, so läßt sich die scheinbare Permeabilität $\mu' = 4\pi\chi' = 1$ ebenfalls mit dieser Genauigkeit angeben.

Das entmagnetisierende Feld wird aus den Oberflächenladungen berechnet, wobei der Anteil der Spaltumgebung etwa 30% beträgt, während die Ladungsverteilung um die Maxima 70% des Gegenfeldes liefert^{4,5}. Kleine Schwankungen der Meßwerte im Spalt, aus denen die Ladungsverteilung in der Spaltumgebung erhalten wird, haben einen vernachlässigbaren Einfluß auf die Größe des Gegenfeldes. Stärker jedoch wirkt sich ein Meßfehler auf die Berechnung der Ladungen um das Maximum aus, da die Absolutgröße der Ablenkung und damit auch ihr Gradient in der Ebene $x = \pm \xi_0$ verglichen mit der Ablenkung im Spalt nur sehr klein ist (vgl. Fig. 4). Es läßt sich für den Gradienten eine Genauigkeit von 3% erreichen. Damit ist insgesamt der Entmagnetisierungsfaktor bzw. das Produkt $N\chi'$ mit einem relativen Fehler von etwa 3% behaftet. Dies begrenzt die Verlässlichkeit der Methode zu hohem N bzw. hohem μ hin. Aus der Beziehung (6) läßt sich der maximale Fehler $1/\mu_0\mu$ bei der Bestimmung der Permeabilität berechnen.

In Tabelle 2 sind einige Werte zusammengestellt, wobei ein Entmagnetisierungsfaktor von $N=0,080$ zugrunde gelegt wurde*.

Tabelle 2

$\Delta\mu/\mu$ [%]	1,5	2	3	5	7	10
μ . . .	25	52	105	210	310	470

Diese Abschätzungen gelten alle für den Fall, daß die Schattenverschiebung Z_0 in der Spaltmitte ≥ 1 mm ist, da sonst die möglichen Meßfehler ΔZ zu stark ins Gewicht fallen. $Z_0 = 1$ mm entspricht bei der verwendeten Anordnung einer Magnetisierung von $J_0 \approx 0,2$ G, was demgemäß als untere Grenze für verlässliche Aussagen bei der elektronenoptischen Schattenmethode angesehen wird.

III. Anwendung der elektronenoptischen Schattenmethode auf spezielle Probleme

1. Richtungsabhängigkeit der Anfangspermeabilität in Nickel-Einkristallen. BECKER und DÖRING haben unter der Annahme, daß die spontane Magnetisierung der Weißschen Bezirke gleichmäßig auf alle leichten Richtungen verteilt ist, für einen kubischen Kristall allgemein abgeleitet, daß die Anfangspermeabilität unabhängig von der Richtung im Kristall sein sollte¹⁶.

Eine experimentelle Prüfung dieser Aussage ist schwierig, da sich Einkristalle nicht in beliebiger Form und Größe herstellen lassen. Die verlässlichsten Messungen wurden von WILLIAMS¹⁷ an Rahmeneinkristallen erhalten, bei denen durch den geschlossenen magnetischen Fluß kein entmagnetisierendes Feld auftritt. Für Siliziumeisen findet WILLIAMS an drei verschiedenen Kristallen, daß sich die Anfangspermeabilität in der leichten, mittleren und schweren Richtung verhält wie

$$\mu_0^{[100]} : \mu_0^{[110]} : \mu_0^{[111]} = 3 : 4,5 : 1.$$

Diese Abweichung vom vorhergesagten Verhalten läßt sich durch eine bestimmte magnetische Textur deuten, bei der nur 180° -Wände für μ_0 maßgebend sind und diejenigen Bereiche bevorzugt sind, deren Magnetisierungsrichtungen mit den Rahmenkanten jeweils die kleinsten Winkel bilden^{16, 18 **}.

* Durch Verkleinerung des Entmagnetisierungsfaktors wird natürlich der Permeabilitätsbereich für jede Fehlergrenze entsprechend erweitert.

** Eine Bevorzugung der Bereichsmagnetisierung parallel zur Achse kleinsten Entmagnetisierungsfaktors stellen auch SHOENBERG und WILSON bei der Messung des Drehmoments von einkristallinen Eisenscheiben in schwachen Feldern fest¹⁹.

¹⁶ BECKER, R., u. W. DÖRING: Ferromagnetismus, S. 148f. Berlin 1939.

¹⁷ WILLIAMS, H. J.: Phys. Rev. **52**, 1004 (1937).

¹⁸ KONDORSKY, E.: Phys. Rev. **33**, 1022 (1938).

¹⁹ SHOENBERG, D., and A. J. C. WILSON: Nature, Lond. **157**, 548 (1946).

Die Erscheinung der magnetischen Textur ist offensichtlich stark von der Probenform und vom Material abhängig, denn HONDA und NISHINA²⁰ messen an einkristallinen Eisenzylindern mit berechneten Entmagnetisierungsfaktoren ein Verhältnis von

$$\mu_0^{[100]} : \mu_0^{[110]} : \mu_0^{[111]} = 2,6 : 1,7 : 1^*$$

und SHIMIZU²¹ erhält 1,8:1,3:1.

Für Nickel ist lediglich bei BOZORTH mitgeteilt, daß WILLIAMS²² eine Isotropie der Anfangspermeabilität festgestellt. Es erscheint daher wichtig, die Richtungsabhängigkeit der Anfangspermeabilität bei Nickel näher zu untersuchen. Leichter als bei Rahmenkristallen lassen sich an kurzen Zylindern unkontrollierbare Deformationen bei der Probenherstellung vermeiden, was insbesondere bei Nickel wegen der geringen Kristallenergie von besonderer Wichtigkeit ist. Zur Untersuchung wird deshalb die elektronenoptische Schattenmethode herangezogen, die nach obigem quantitative Messungen auch an Zylindern kleiner Dimensionsverhältnisse ermöglicht.

a) *Kristallherstellung und Vorbehandlung.* Die Kristalle der jeweils gewünschten Orientierung werden aus Reinnickeldraht** nach dem Verfahren von BRIDGMAN²³ gewonnen. Die polykristallinen Rohlinge sind dabei in Al_2O_3 -Pulver eingebettet, so daß ihre ursprüngliche Form erhalten bleibt. Aus den Kristallen von etwa 80 mm Länge und 2 mm Durchmesser werden je zwei Einzelzylinder von 27 mm Länge hergestellt, wozu nur die Endflächen der Zylinder mechanisch bearbeitet werden müssen. Die Orientierungsbestimmung erfolgt nach dem Laue-Rückstrahlverfahren mit einer Genauigkeit von sicher besser als 1° . Nach einer elektrolytischen Politur werden sämtliche Proben in Vakuum 5 Std lang bei 1050°C und anschließend 5 Std in Wasserstoff bei 1200°C geglüht.

b) *Ergebnisse.* Die Spaltsysteme für die elektronenoptischen Messungen haben folgende Abmessungen:

$$L = 27 \text{ mm}, \quad 2R = 2,02 \text{ mm}, \quad 2s = 0,14 \text{ mm}.$$

* Die Abweichung der Zylinderachse von der gewünschten Orientierung beträgt zum Teil 15° , während die Schenkel der Williamschen Rahmenkristalle sehr genau in den entsprechenden Richtungen liegen.

** Vakuumschmelze Hanau: 0,01% C, 0,002% Fe, 0,002% Cu, 0,001% Si.

²⁰ HONDA, K., u. T. NISHINA: Z. Physik **103**, 728 (1936).

²¹ SHIMIZU, Y.: Proc. Imp. Acad. (Tokyo) **17**, 100 (1941).

²² WILLIAMS, H. J.: In R.M. BOZORTH, Ferromagnetism, S. 560. New York 1951.

²³ BRIDGMAN, J.: Proc. Amer. Acad. Sci. **60**, 306 (1925). — DIEHL, J.: Z. Metallkde. **47**, 331, 411 (1956).

Wie oben beschrieben, wird daran für die Stelle des Maximums, also eine Stelle im Probeninnern, die keinerlei mechanischer Bearbeitung ausgesetzt war, die Magnetisierung J_0 und der zugehörige Entmagnetisierungsfaktor N_0 ermittelt. Letzterer ist leicht von der Orientierung der Stabachse abhängig, weshalb zur Prüfung noch N_0^+ aus der idealen Kurve bestimmt wird. Die Übereinstimmung der beiden Werte geht aus Tabelle 3 hervor.

Tabelle 3

	[100]	[110]	[111]
N_0	0,0765	0,078	0,080
N_0^+	0,075	0,076	0,078

Fig. 6 zeigt die Abhängigkeit der damit berechneten Permeabilität von der Magnetisierung auf der Neukurve*. Die Lage der Zylinderachse ist im beigelegten Orientierungsdreieck eingezeichnet. Man ersieht aus Fig. 6, daß trotz leicht unterschiedlicher Kurvenformen bei den einzelnen Orientierungen die Anfangspermeabilität nahezu gleich ist:

$$\mu_0^{[111]} = 152 \pm 10$$

$$\mu_0^{[110]} = 145 \pm 10$$

$$\mu_0^{[100]} = 135 \pm 10.$$

Das steht in Übereinstimmung mit dem Williamsschen Ergebnis an Rahmenkristallen²², jedoch liegt der dortige Anfangswert niedriger ($\mu_0 = 100$). Leider fehlen Vergleichswerte für die Koerzitivkraft.

Auffallend ist der Unterschied zwischen den Einkristallen ($\bar{\mu}_0 = 140$) und den in Abschnitt II untersuchten polykristallinen Proben annähernd gleichen Ausgangsmaterials ($\mu_0 = 480$). Diese Diskrepanz kann sowohl auf unterschiedliche Bereichsstruktur als auch auf innere Spannungen zurückzuführen sein. Wenn man die inneren Restspannungen nach den Glühbehandlungen als gleich groß ansieht, so müssen bei den

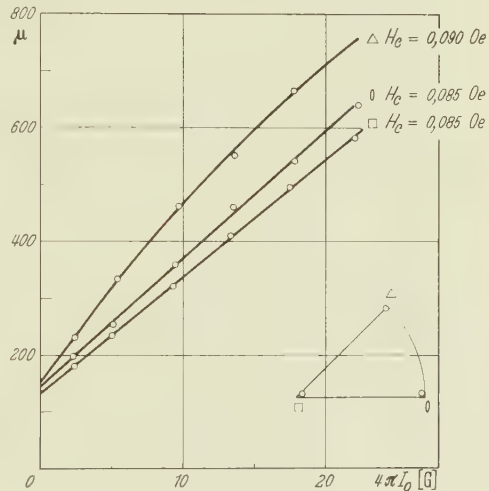


Fig. 6. Permeabilität μ von zylindrischen Ni-Einkristallen spezieller Orientierungen für variable Magnetisierung J_0

* Die ebenfalls elektronenoptisch gemessene Koerzitivkraft (vgl. unten) zeigt kleine Unterschiede bei verschiedenen Proben gleicher Orientierung, was auf unbeabsichtigte kleine Deformationen bei der Herstellung der Einzelzylinder zurückzuführen sein dürfte. Die Kurven der Fig. 6 gelten für Kristalle mit der jeweils niedrigsten Koerzitivkraft.

Einkristallen größere Weißsche Bezirke und damit kleinere Gesamtoberflächen der Wände vorliegen als beim Polykristall, was durch die fehlende Wirkung der Korngrenzen durchaus verständlich ist.

Zur Erklärung der gefundenen Isotropie der Anfangspermeabilität bei Nickel genügen nach den Überlegungen von BECKER und DÖRING¹⁶ folgende Annahmen:

a) Die nach der Glühung verbliebenen Restspannungen sind in allen Kristallen gleich.

b) Die Beweglichkeit und die Oberflächen der für die Größe der Anfangspermeabilität verantwortlichen Blochwände stimmen bei Kristallen unterschiedlicher Orientierung überein.

Eine vollständige Antwort, inwieweit diese Voraussetzungen zutreffen, kann erst an Hand eingehender Untersuchungen, insbesondere der Bereichskonfiguration und des Temperaturgangs der Anfangspermeabilität, gegeben werden.

2. Magnetisierungsumkehr über den Probenquerschnitt bei polykristallinem Nickeldraht. In den vorangegangenen Abschnitten wurde die elektronenoptische Schattenmethode zur *quantitativen* Messung von Magnetisierung und wahrem Feld für solche Fälle herangezogen, bei denen eine homogene Magnetisierung über den Querschnitt vorliegt. Im Gegensatz dazu werden im folgenden gemäß einer anderen Problemstellung erste *qualitative* Aussagen über die inhomogene Querschnittsverteilung der Magnetisierung von Zylindern in der Umgebung der Koerzitivkraft erhalten.

Die Koerzitivkraft eines ferromagnetischen Objekts ist definitionsgemäß diejenige Feldstärke, bei der die Magnetisierung nach vorangegangener Sättigung ihr Vorzeichen ändert. Diese Magnetisierungsumkehr erfolgt aber nicht für jede Stelle in der Probe gleichzeitig. Eine *axiale* Aufeinanderfolge wurde von HAJKO und DANIEL-SZABO festgestellt, wonach die Ummagnetisierung bei Zylinderstäben von den Enden ausgehend zur Mitte fortschreitet²⁴. Über den *radialen* Verlauf der Magnetisierungsumkehr liegen bisher keine Messungen vor, weshalb hier ein erster Schritt mit Hilfe der elektronenoptischen Schattenmethode unternommen wird.

a) *Messungen an polykristallinen und einkristallinen Proben.* Im Fall der Spaltanordnung von Zylinderstäben (siehe Fig. 2) ist das Streufeld auf sehr engen Raum konzentriert und sollte deshalb die Magnetisierungsverteilung der nächsten Spaltumgebung gut widerspiegeln. Die Abmessungen der untersuchten Spaltsysteme sind:

$$L = 27,0 \text{ mm} \quad 2R = 2,00 \text{ mm} \quad 2s = 0,30 \text{ mm.}$$

²⁴ HAJKO, V., u. J. DANIEL-SZABO: Czech. J. Phys. **8**, 685) 1958).

Die Proben werden zunächst mit möglichst hoher Feldstärke aufmagnetisiert ($H_{\max} = 100$ Oe). Nach Feldumkehr erfolgt auf dem absteigenden Ast der Hystereseschleife bei verschiedenen Feldstärken H_a die Messung der Schattenverschiebung Z in der Spaltmittelebene gegenüber dem abmagnetisierten Zustand. Fig. 7 zeigt Meßkurven für eine *geglühte* polykristalline Probe.

Zur qualitativen Diskussion der Meßkurven ist es notwendig, sich ihr Zustandekommen vor Augen zu halten:

Für die Elektronenablenkung im Spalt, d. h. für $y \leq R$ sind im wesentlichen die magnetischen Ladungen der Spaltflächen verantwortlich. Unter der Annahme homogener Spaltflächenladung berechnet man für $y < R$ (siehe z. B. 5), daß $Z(y)$ einen qualitativ ähnlichen Verlauf zeigt wie Fig. 3. Wegen der Kopplung zwischen magnetischen Ladungen und elektronenablenkendem Streufeld einerseits und Schattenverschiebung andererseits drückt sich jede Abweichung von der homogenen Ladungsverteilung in einer Änderung der Kurvenform $Z(y)$ aus.

Da die Kurven der Fig. 7 nicht mehr den glatten, glockenförmigen Verlauf wie bei den Messungen im Rayleigh-Bereich aufweisen, liegt nach obigem keine homogene Magnetisierung über den Querschnitt vor. Die mit zunehmender Feldstärke einsetzende Einsattelung in der Spaltmitte zeigt vielmehr, daß die Magnetisierung der Mittelzone in dem betrachteten Feldbereich stets kleiner als die des Randes ist. Die Ummagnetisierung startet somit in der Umgebung der Zylinderachse, d. h. die lokale Koerzitivkraft der Randzone H_c^R ist höher als die der Mittelzone H_c^0 .

Die pauschale Koerzitivkraft ergibt sich mit diesen Kurven gemäß Beziehung (4) aus dem Verschwinden der integralen Schattenverschiebung. Da der Umschlag von positiven zu negativen Schattenverschiebungen in einem sehr kleinen Feldbereich erfolgt, läßt sie sich im Beispiel der Fig. 7 mit einem Fehler sicher kleiner als 0,01 Oe angeben. Die so erhaltene Koerzitivkraft stimmt gut mit dem Wert überein, wie er mit einer Förster-Sonde gemessen wurde.

Für die Erscheinung, daß $\Delta H_c = H_c^R - H_c^0 \neq 0$ ist, lassen sich zwei Ursachen denken:

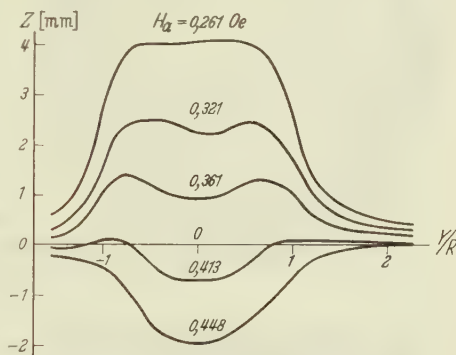


Fig. 7. Schattenverschiebung Z in der Spaltmittelebene auf dem absteigenden Ast der Hysteresekurve. Geglühter, polykristalliner Nickeldraht (3 Std bei 1050°C in Wasserstoff). $L = 27,0$ mm; $2R = 2,00$ mm; $2s = 0,30$ mm; $\alpha = 415$ mm

α) Die magnetischen Ladungen um den Spalt erzeugen ein unterschiedlich starkes entmagnetisierendes Feld, das die Ummagnetisierung der Mitte gegenüber dem Rand begünstigt.

β) $1H_c$ ist auf strukturelle Unterschiede zwischen Rand- und Mittelzone zurückzuführen*.

Überwiegt von diesen beiden Möglichkeiten der Fall α), so muß derselbe Effekt wie in Fig. 7 in etwa gleicher Stärke auch bei Einkristallen oder verformten Polykristallen auftreten, da festgestellt wurde, daß bei

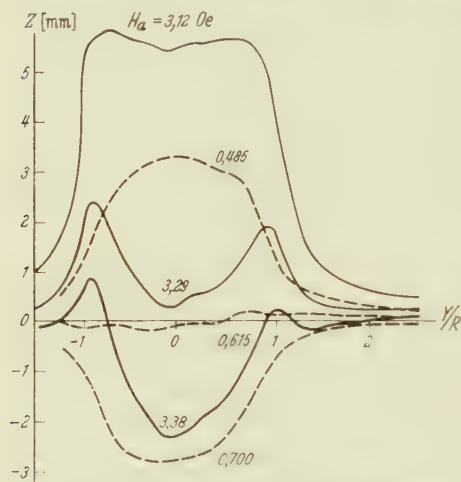


Fig. 8. Schattenverschiebung Z in der Spaltmittelebene auf dem absteigenden Ast der Hysteresekurve. a Polykristalline Probe: zuerst 3 Std bei 1050°C gegläht, darauf mit $7,5\text{ kp/mm}^2$ verformt (volle Kurven). b Einkristall mit Achsenorientierung 100° , 2 Std bei 1050°C gegläht (gestrichelte Kurven). $\alpha = 415\text{ nm}$

homogener Spaltflächenbeleuchtung die Ladungsverteilung in der Umgebung des Spalts praktisch für alle Proben gleich ist. Ist hingegen etwa die Korngröße als Strukturparameter maßgebend, so müssen zumindest Einkristalle Abweichungen gegenüber Fig. 7 aufweisen. Fig. 8 zeigt das Ergebnis solcher Messungen für einen zuerst geglähten und anschließend mit $7,5\text{ kp/mm}^2$ verformten polykristallinen Draht (volle Kurven) und einem geglähten Einkristall (gestrichelte Kurven).

b) Deutung der Ergebnisse.

Beim verformten Draht ist der Unterschied zwischen Rand- und Mittelzone noch wesentlich

stärker ausgeprägt als beim geglähten, während der Einkristall ziemlich gleichmäßig ummagnetisiert. Letzterer Befund spricht dafür, daß $1H_c$ auf strukturelle Verschiedenheit zurückzuführen und der Einfluß eines entmagnetisierenden Feldes zu vernachlässigen ist**.

Die Erklärung, daß beim geglähten polykristallinen Draht $1H_c > 0$ ist, könnte in der radialen Verteilung der Korngröße liegen: Fig. 9a zeigt eine angeätzte Spaltfläche mit einem mittleren Korndurchmesser von

* Die Grenzen dieser Einteilung sind insofern nicht scharf festgelegt, als unter Umständen strukturelle Parameter (wie Korngröße oder innere Spannungen) durch ihren Einfluß auf die Größe und die Ausbildung der Weißschen Bezirke indirekt die Verteilung der magnetischen Ladungen beeinflussen können.

** Hingegen könnte eine unterschiedliche Ummagnetisierung längs der Stabachse von entmagnetisierenden Feldern beeinflußt sein, da ein ähnlicher Effekt auch an Einkristallzylindern beobachtet wurde²⁵.

²⁵ KRAUSE, D.: Persönliche Mitteilung.

etwa 0,14 mm. Man erkennt deutlich, daß in den Randschichten die Kristallitgröße erheblich kleiner ist als in der Mittelzone. Zur Bestätigung ist in Fig. 9b die Zylinderoberfläche angeätzt, in der man einen mittleren Korndurchmesser von etwa 0,07 mm findet. Es wurde schon verschiedentlich festgestellt, daß kleinere Körner eine höhere Koerzitivkraft besitzen als größere²⁶, woraus folgt, daß $H_c^R > H_c^0$ ist.

Der beim *verformten* Draht erheblich stärkere Effekt gegenüber dem geglühten ist wohl der zusätzlichen Ausbildung eines einachsigen Spannungszustandes zuzuschreiben: Nach verschiedenen Messungen^{27, 14, 15} überlagert sich den Eigenspannungen bei starker plastischer Verformung nach einachsiger Zugbeanspruchung ein Spannungssystem derart, daß die Oberflächenzone eines Drahtes unter Zug und die Mittelzone unter Druck stehen. Wegen der negativen Magnetostriktion bei Nickel wird die Achsen- = Feldrichtung in der Stabmitte energetisch bevorzugt und die Ummagnetisierung gegenüber der Randschicht erleichtert.

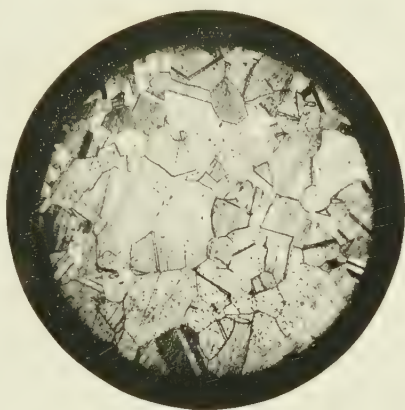
Weiterreichende Aussagen über die unterschiedliche Querschnittsverteilung der Magnetisierung können jedoch erst durch systematische Untersuchungen erhalten werden, wozu hier ein erster Ausgangspunkt gewonnen wurde.

Für die Überlassung des Themas und für die verständnisvolle Leitung möchte ich meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. W. ROLLWAGEN herzlich danken, ebenso Herrn Dr. CHR. SCHWINK für die Anregung dieser Arbeit in zahlreichen Diskussionen.

Ferner danke ich dem Bundesatomministerium für die Gewährung finanzieller Unterstützung.

²⁶ JENSEN, T.D., u. A. ZIEGLER: In F. PAWLEK, *Magnetische Werkstoffe*, S. 111f. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer 1952. — MAGER, A.: *Ann. Phys.* **11**, 15 (1953).

²⁷ MACHERAUCH, E.: *Naturwissenschaften* **45**, 35, 125 (1958). — KOLB, K., u. E. MACHERAUCH: *Naturwissenschaften* **46**, 624 (1959).



b

Fig. 9a u. b. Nickeldraht, 3 Std. bei 1050°C in Wasserstoff geglüht. a Angeätzte Spaltfläche, mittlerer Korndurchmesser $\sim 0,14$ mm; b angeätzte Zylinderoberfläche: mittlerer Korndurchmesser $\sim 0,07$ mm. Vergrößerung 23fach

Lebenslauf

Am 18. Juni 1934 wurde ich, Helmuth Josef Murrmann, als Sohn des Gefängnisbeamten Johann Murrmann und seiner Ehefrau, Margarete Murrmann, geb. Müller, in München geboren. Meine Kindheit und Jugend verbrachte ich in Starnberg.

Nach vierjähriger Volksschule besuchte ich ab 1944 die Oberrealschule Starnberg, die ich mit dem Reifezeugnis im Jahre 1952 verließ. Im Wintersemester 1952/53 schrieb ich mich zum Studium der Physik an der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Ludwig-Maximilians-Universität München ein und bestand 1956 die Diplom-Vorprüfung mit „befriedigend“. Die Diplomprüfung legte ich im Dezember 1958 mit „sehr gut“ ab.

Seit Herbst 1956 war ich am II. Physikalischen Institut der Universität mit der Durchführung meiner Diplomarbeit beschäftigt. Die daran anschließende Dissertation wurde mir durch ein Stipendium des Bundesatomministeriums ab Januar 1959 ermöglicht.

Im April 1959 heiratete ich Brigitte Dirscherl, Starnberg.

